

航技研新数値シミュレータシステムによる平行平板間乱流の大規模 DNS

阿部浩幸*, 松尾裕一*, 河村洋†

DNS of a Fully Developed Turbulent Channel Flow Using New NS System at NAL

Hiroyuki ABE*, Yuichi MATSUO* and Hiroshi KAWAMURA†

Abstract

Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow has been carried out using new NS system at NAL. The Reynolds numbers are set to be $Re_\tau=180$ and 1020, where Re_τ is the Reynolds number based on the friction velocity and the channel half width. To the authors' knowledge, DNS for $Re_\tau=1020$ is one of the largest computations ever simulated in conjunction with this configuration, where about 1.4 billion grid points are required to resolve all the eddies. In the present study, the Reynolds-number dependence on turbulence statistics is investigated up to $Re_\tau=1020$. Moreover, turbulence structures for $Re_\tau=1020$ are visualized in order to examine the characteristics of quasi-coherent structures such as high and low-speed streaks and vortices.

1. 緒言

壁乱流における高レイノルズ数の乱流輸送現象を解明することは、乱流摩擦、騒音、熱伝達などを伴った機器において非常に重要である。このため、実験、理論、数値計算による解析を通じて様々な研究が行われてきた。なかでも、数値計算は、計算機の性能の向上とともに急速に発展し、今では乱流現象を解明するための重要なツールのひとつとなっている。特に、支配方程式をモデル化せず可能な限り高精度に解く手法の直接数値シミュレーション(Direct Numerical Simulation; DNS)により、様々な乱流現象が再現されてきた。

本研究の対象となる平行平板間乱流のDNSは、1987年に Kim, Moin & Moser¹⁾により初めて行われた。その時のレイノルズ数は、壁面摩擦速度 u_τ 及びチャネル半幅 δ に基づくレイノルズ数で $Re_\tau = u_\tau \nu \delta = 180$ であった。以降、この15年間で $Re_\tau=800$ までの比較的高いレイノルズ数のDNS²⁾⁻⁶⁾が実行され、様々なレイノルズ数依存性が報告されてきたが、これらのDNSでは計算負荷を低減させるために極力小さな計算領域が用いられてきた。他方、最近の高レイノルズ数の壁乱流の実験結果からは、外層の影響が内層にまで及び、その影響がレイノルズ数の増加とともに顕著になることが指摘されている⁷⁾⁻¹²⁾。従って、上述した計算領域が狭いDNSでは、レイノルズ数が高くなるにつれて顕著になると指摘されている外層の大規模構造の影響をとらえることは難しい。一方、この外層の影響を考慮した大きな計算領域を確保したDNSのレイノルズ数は $Re_\tau=640$ まで¹³⁾⁻¹⁵⁾にとどまっていた。これは、3次元計算においては所要格子数がレイノルズ数の9/4乗に比例して増加することに起因している。

このような状況のもと、2003年に大きな計算領域を確保した $Re_\tau > 10^3$ のレイノルズ数のDNSが行われた。阿部ら¹⁶⁾は、航空宇宙技術研究所(NAL)の新数値シミュレータシステムを用いて、この形態で初めて Re_τ で 10^3 のオーダーのレイノルズ数となる平行平板間乱流の大規模DNSを行った。設定されたレイノルズ数は、Wei & Willmarth¹⁷⁾の実験に

相当する $Re_\tau=1020$ である。その後、Satake & Kunugi¹⁸⁾は $Re_\tau=1100$ 、岩本ら¹⁹⁾は $Re_\tau=1160$ の平行平板間乱流のDNSを行った。ここで、図1に今までに実行されたDNSのレイノルズ数の範囲と実際のアプリケーションで扱うレイノルズ数の範囲を比較すると、DNSで扱えるレイノルズ数は、未だに航空機、船舶のレイノルズ数の1/100であるものの、風洞実験と比較できる範囲が着実に拡大しており、自動車の分野で扱うレイノルズ数域に入りつつあることが分かる。一方、 $Re_\tau > 10^3$ のレイノルズ数のDNSは大規模な計算となるため、瞬時場に基づく乱流構造の解析結果は報告されているものの、統計的に定常状態に達した乱流統計量はいまだ報告されていない。そこで、本報では、 $Re_\tau=1020$ のDNSにより得られた各種乱流統計量に対するレイノルズ数依存性について報告する。また、 $Re_\tau=1020$ の乱流構造についても併せて報告する。

2. 計算手法

計算対象を図2に示す。流れ場には十分発達した無限に長い平行平板間乱流を想定し、流れは平均圧力勾配により駆動されるものとした。支配方程式は、連続の式、Navier-Stokes方程式より構成される。壁面摩擦速度 u_τ 及びチャネル半幅 δ により無次元化をすると、

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial x_i^+} = 0 \quad (1)$$

Navier-Stokes方程式は、

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^+} + u_j^+ \frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^+} = -\frac{\partial p^+}{\partial x_i^+} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_j^{*2}} + \frac{dp^+}{dx^*} \delta_{i1} \quad (2)$$

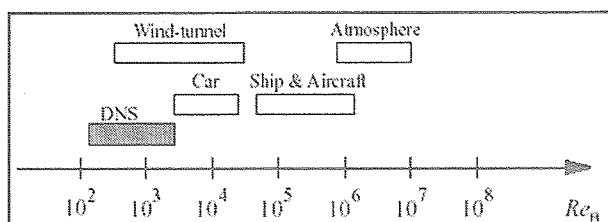


Fig. 1 Ranges of Reynolds number for different applications.

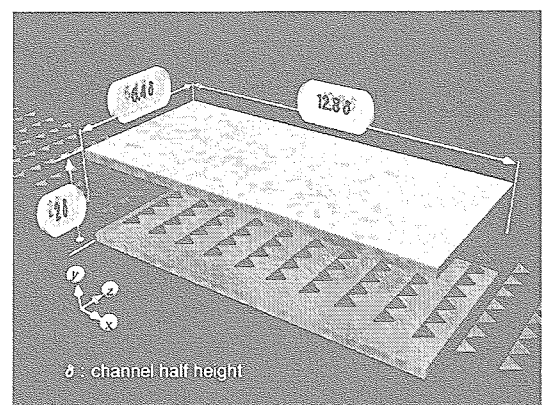


Fig. 2 Computational domain.

* 航空宇宙技術研究所 CFD 技術開発センター

† 東京理科大学理工学部機械工学科

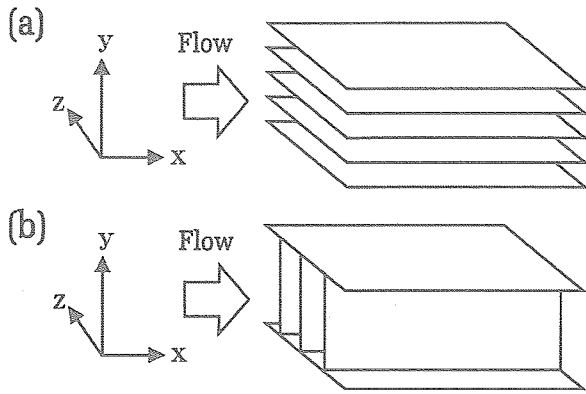


Fig. 3 Domain decomposition for parallel computation: (a) Usual computation; (b) Tri-diagonal matrix.

Table 1 Computational condition.

Re_τ	180	1020
Re_m	5711	41424
$L_x \times L_y \times L_z$	$12.8\delta \times \delta \times 6.4\delta$	$12.8\delta \times \delta \times 6.4\delta$
$L_x^+ \times L_y^+ \times L_z^+$	$2304 \times 180 \times 1152$	$13056 \times 2040 \times 6528$
$N_x \times N_y \times N_z$	$384 \times 128 \times 256$	$2048 \times 448 \times 1536$
$\Delta x^+, \Delta z^+$	6.00, 4.50	6.38, 4.25
Δy^+	0.20 ~ 5.90	0.15 ~ 7.32

Table 2 Used memory, CPU number and I/O data size.

Re_τ	180	1020
Used memory	8.8GB	819GB
CPU Number	32	448
I/O data size	1.3GB	138.2GB

となる。ここで、式(2)の右辺第3項は、時間に依存しない平均圧力勾配項で、右辺第1項は平均圧力勾配からの変動分である。なお、上付き+は壁面摩擦速 u_τ 、密度 ρ 、動粘性係数 ν による無次元化、*はチャンネル半幅 δ による無次元化を示す。また、境界条件は、流れ方向・スパン方向には周期境界条件を、壁垂直方向には滑りなし条件を与えた。

計算アルゴリズムには、Dukowicz & Dvinsky²⁰⁾ によるフラクショナルステップ法を用いた。時間進行は、壁垂直方向の粘性項に対しては、2次精度クランクニコルソン法を、その他の項は Spalart et al.²¹⁾ による低メモリー型3次精度ルンゲクッタ法を用いた。なお、圧力解法のカップリングにはデルタフォームを適用した。他方、空間的離散化の手法には、有限差分法を用いた。差分精度としては、流れ方向、スパン方向には Morinishi et al.²²⁾ が提唱する4次精度中心差分を用い、壁垂直方向は2次精度で扱った。計算手法の詳細については Abe et al.⁴⁾ に記した。

設定されたレイノルズ数は $Re_\tau=180, 1020$ である。計算領域 ($L_x \times L_y \times L_z$)、所要格子数 ($N_x \times N_y \times N_z$)、空間解像度 ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) 等の計算条件を表1に示す。また、表1には断面平均流速 \bar{u}_m 、チャンネル全幅 2δ に基づくレイノルズ数 $Re_m (= \bar{u}_m 2\delta / \nu)$ も比較のために記載した。なお、 $Re_\tau=1020$ の最も大きな計算には、約14億点の格子点数を要した。

3. 大規模 DNS の実施

大規模 DNS を実施するにあたり、計算プログラムを、従来のベクトル計算機用からスカラー計算機用へ変更を行った。計算プログラムは、使用言語に Fortran77 (約20,000行)、並列化言語には XP Fortran を用いた。計算プログラムの主なチューニング箇所は、(1)行列解法(3重対角行列)、

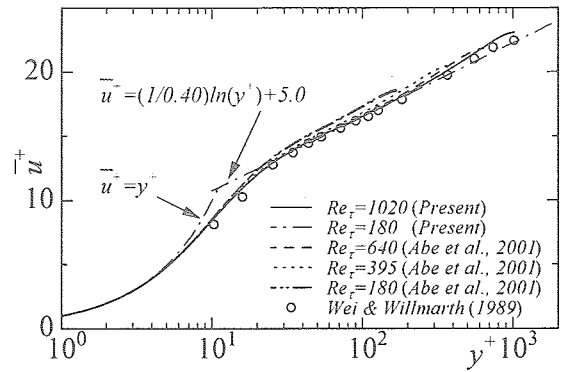


Fig. 4 Mean velocity distribution.

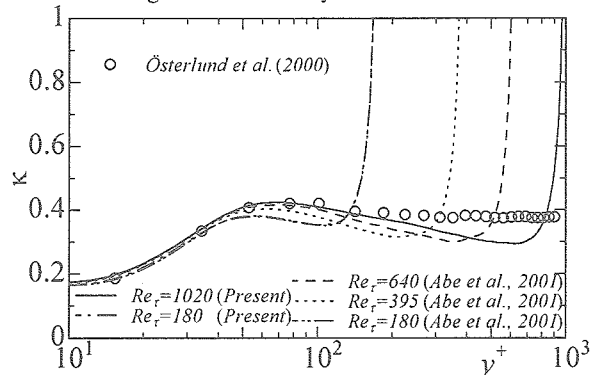


Fig. 5 von Karman constant.

(2)高速フーリエ変換(FFT)の2箇所である。チューニングの内容は、(1)FFTのアルゴリズム見直しによる計算量削減、(2)キャッシュチューニング、(3)スレッド並列化、(4)ノード間のデータ転送のコスト削減、の4項目である。なお、FFTのアルゴリズムの見直しによる計算量削減で、ポアソン方程式に関連する部分の計算量は約1/2まで削減した。

並列化の概略を図3に示す。並列化手法には、領域分割法を用いた。通常の計算は、図3(a)に示すように、壁面に並行な面で分割を施し、プロセス並列及びスレッド並列(Open MP, 自動並列)で計算を行った。一方、3重対角行列の部分には、図3(b)に示すように、スパン方向に対して分割を行い、プロセス並列及びスレッド並列(Open MP, 自動並列)で計算を行った。

$Re_\tau=1020$ のDNSデータベースは、Abe & Kawamura¹⁴⁾ による $Re_\tau=640$ のDNSデータベースをもとにレイノルズ数を上げて作成した。ここで要した総計算ステップ数は、約50万ステップ、総計算時間は約5ヶ月である。また、その後実行した $Re_\tau=1020$ の各種乱流統計量の収集の計算には、さらに約67500ステップ、約5ヶ月間の計算時間を要した。使用メモリー、CPU数、I/Oサイズを表2に示す。本報では流れ場の結果を報告するが、本研究では、流れ場の計算に加えて、2つのスカラー量(温度)を同時に計算した。従って、使用メモリー、CPU時間、I/Oサイズは、通常の流れ場のみの計算に比して約1.5倍を要した。

4. 結果及び考察

平均流速分布を図4に示す。図4には、Wei & Willmarth¹⁷⁾ の実験値、Abe et al.⁴⁾ の $Re_\tau=640$ までのDNSの結果も比較のためプロットした。結果として、 $Re_\tau=1020$ の計算結果は、Wei & Willmarth¹⁷⁾ の実験値と良く一致した。さらに、レイノルズ数が高くなるにつれて、伴流領域がより顕著に表れる傾向が見受けられた。

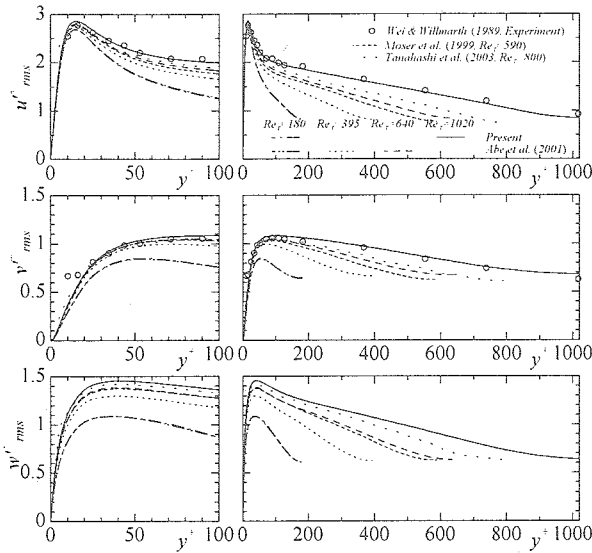


Fig. 6 Rms of velocity fluctuations.

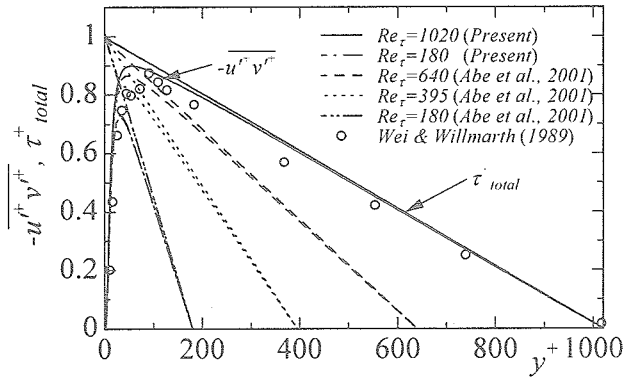


Fig. 7 Total and Reynolds shear stresses.

対数領域は、次のように表される。

$$\bar{u}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + c \quad (3)$$

ここで、 κ はカルマン定数、 c は付加定数である。平均流速の対数則に関しては、実験より数多くの知見が蓄積されており、平行平板間乱流では、 $\kappa=0.4$ 、 $c=5.0$ という値がよく用いられてきた。今回のDNSの結果からは、このレイノルズ数の範囲では、 $\kappa=0.40$ 場合、 $c=5.0$ となり、式(3)は $y^+ > 40$ 、 $y/\delta < 0.2$ の範囲で成立する傾向が見受けられた。

Österlund et al.²³⁾は、高レイノルズ数の乱流境界層の実験を行い、運動量厚さ θ と自由速度 u_∞ に基づくレイノルズ数で $Re_\theta = u_\infty \theta / \nu > 6000$ で対数領域が現れ、 $y^+ > 200$ 、 $y/\delta < 0.15$ の範囲でカルマン定数が $\kappa=0.38$ と一定値を示すことを報告している。ここで、カルマン定数 κ の分布を調べる。カルマン定数 κ は、式(3)より次式のように求められる。

$$\kappa = \left(y^+ \frac{d\bar{u}^+}{dy^+} \right)^{-1} \quad (4)$$

式(4)より求めた、カルマン定数 κ の分布を図5に示す。図5にはÖsterlund et al.²³⁾による乱流境界層の実験結果も比較のためプロットした。結果として、今回実行したDNSのレイノルズ数の範囲では、レイノルズ数の増加とともに、カルマン定数が $\kappa=0.4$ 程度の値を示す領域が拡大される傾向は見受けられるが、完全に一定となる部分は見受けられなかった。また、Österlund et al.²³⁾による結果と $Re_\tau=1020$ の結果

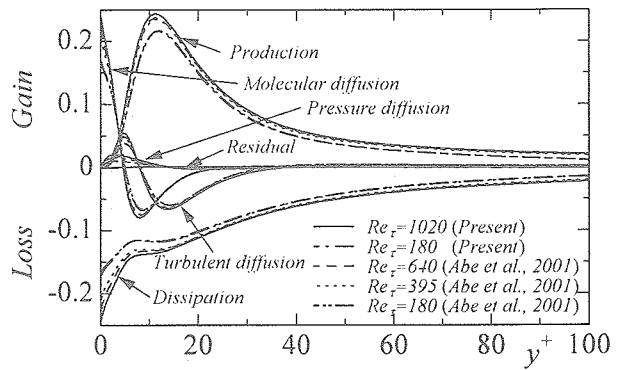


Fig. 8 Budget of turbulent kinetic energy.

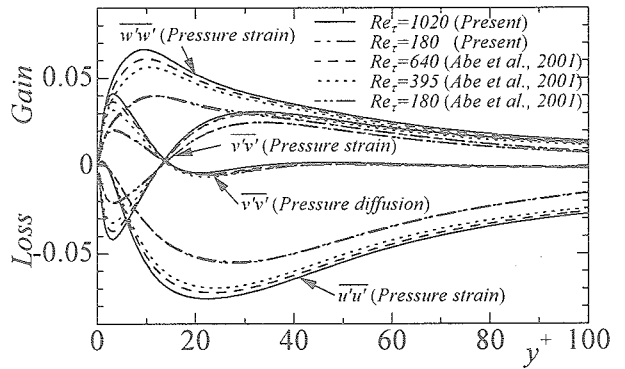


Fig. 9 Redistribution of Reynolds stresses.

を比較すると、 $y^+ < 200$ では非常によい一致を示すが、 $y^+ > 200$ では、 $Re_\tau=1020$ のカルマン定数 κ の分布は緩やかに減少する傾向が見られた。この原因としては、今回実行したDNSのレイノルズ数($Re_\tau=1020$ の時 $Re_\theta=2085$)が $Re_\theta < 6000$ でÖsterlund et al.²³⁾の実験のレイノルズ数に比べ低いこと、平行平板間乱流と乱流境界層では外層の流れが違うことが考えられるが、現段階では結論づけられない。

乱流強度分布を図6に示す。 $Re_\tau=1020$ の計算結果は、 u 成分のピーク値及び v 成分の壁面近傍の値を除き、Wei & Willmarth¹⁷⁾の実験値と良く一致した。これらの誤差は、壁面近傍ではプローブの壁面からの熱的干渉、ピーク値ではプローブの空間解像度の不足により生じているものと考えられる。また、レイノルズ数依存性は各成分の値に見受けられ、壁面近傍では、特に w 成分の値の上昇が顕著である。なお、 u 成分のピーク値はレイノルズ数の増加とともに僅かに上昇した。

全せん断応力及びレイノルズせん断応力の分布を図7に示す。全せん断応力(τ_{total})は次式のように表される。

$$1 - \frac{y^+}{Re_\tau} = -\overline{u^+ v^+} + \frac{\partial \bar{u}^+}{\partial y^+} \quad (5)$$

式(5)の右辺が全せん断応力(τ_{total})に相当する。統計的に定常状態に達すると、式(5)の左辺(理論値)の総和が右辺(計算値)の総和になる。図7より本計算結果は、統計的に定常状態にあることが分かる。また、レイノルズせん断応力は、レイノルズ数の増加とともに増加し、 $Re_\tau=1020$ の時は、ピーク値は0.90まで値が上昇した。

乱流エネルギーの収支を図8に示す。レイノルズ数依存性は、壁面近傍では粘性拡散項と散逸項に顕著に見受けられ、バッファー層では生成項のピーク値に顕著に見受けられた。また、生成項は、レイノルズ数が無限大となると理論的に0.25に漸近することが知られている。 $Re_\tau=1020$ の場合

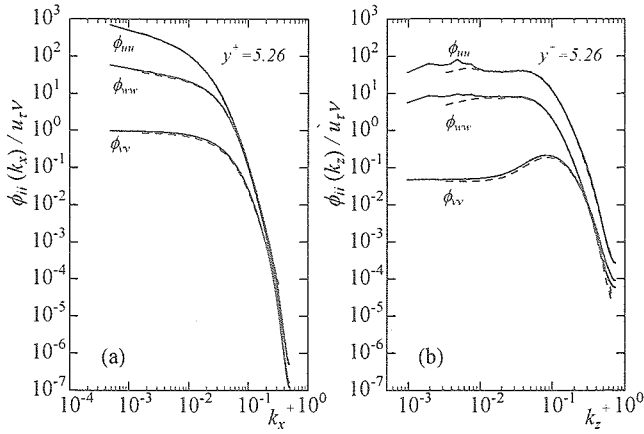


Fig. 10 One-dimensional wavenumber energy spectra of velocity fluctuations for $Re_\tau=1020$ at $y^+=5.26$ in wall units: (a) streamwise wavenumber; (b) spanwise wavenumber. —, present; ---, Moser et al.³⁾ for $Re_\tau=590$ at $y^+=5.34$.

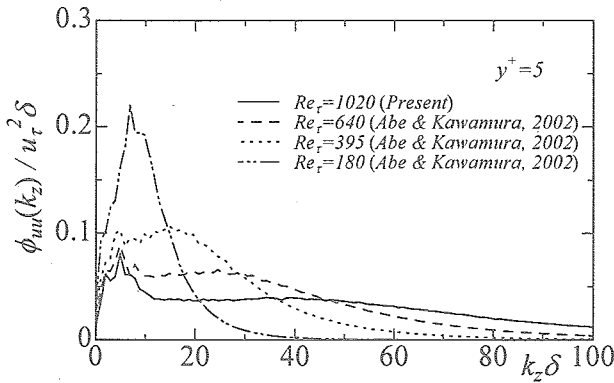


Fig. 11 One-dimensional spanwise energy spectra of u^+ for $Re_\tau=1020$ at $y^+=5.26$.

は、生成項は 0.244 にまで値が上昇した。

レイノルズ応力の再分配項は、圧力歪み相関項 Π_{ij} (Pressure strain), 圧力拡散項 Ψ_{ij} (Pressure diffusion) の 2 項より構成され、次式のように表される。

$$\Pi_{ij} = p'' \frac{\partial u_j''}{\partial x_i''} + p'' \frac{\partial u_i''}{\partial x_j''} \quad (6)$$

$$\Psi_{ij} = - \left(\frac{\partial}{\partial x_i''} \overline{u_j'' p''} + \frac{\partial}{\partial x_j''} \overline{u_i'' p''} \right) \quad (7)$$

図 9 にレイノルズ応力の再分配項の分布を示す。各成分にレイノルズ数依存性が見受けられ、 $Re_\tau=1020$ に達しても、再分配機構は依然として活発化する傾向が見受けられる。また、圧力歪み相関項においては、 v 成分は $y^+ < 14$ のスブラッピングが現れる部分で主なレイノルズ数依存性が見受けられるが、 w 成分は $y^+ = 80$ 程度までレイノルズ数の増加とともに値が上昇している。従って、図 6 に見た壁面近傍の w 成分の乱流強度分布のレイノルズ数依存性は、再分配機構による影響が強いものと考えられる。

速度変動 (u' , v' , w') の 1 次元エネルギースペクトルは、次式のように定義される。

$$\int_0^\infty \phi(k_x) dk_x = \int_0^\infty \phi(k_z) dk_z = u_{rms}^2, v_{rms}^2, w_{rms}^2 \quad (8)$$

ここで、 k_x , k_z はそれぞれ流れ方向、スパン方向の波数であ

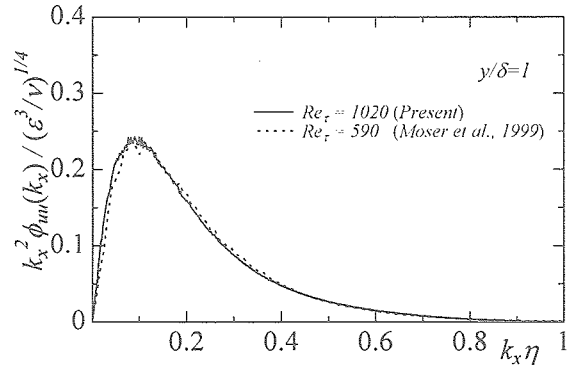


Fig. 12 One-dimensional streamwise energy dissipation spectra of u' normalized by Kolmogorov scales for $Re_\tau=1020$ at $y/\delta=1$.

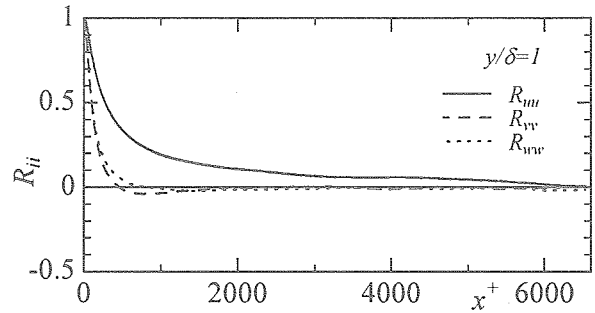


Fig. 13 Streamwise two-point correlations of velocity fluctuations for $Re_\tau=1020$ at $y/\delta=1$.

る。壁面近傍 ($y^+=5$) における 1 次元エネルギースペクトルの分布を壁面量で無次元化し、図 10 に示す。Moser et al.³⁾ による $Re_\tau=590$ のスペクトル法の結果も併せてプロットした。図 10 では、各成分のスペクトルは流れ方向、スパン方向ともに高波数で十分減衰している。また、レイノルズ数依存性は、低波数に顕著に見受けられた。特に、スパン方向のスペクトルについては、レイノルズ数が高くなると、 $100(v/u_\tau)$ のストリークの平均間隔に相当する波数 $k_z^+=0.06$ のエネルギーよりも、低波数のエネルギーが卓越し、さらに低波数に局所的なピークが現れる傾向が見受けられた。ここで、この低波数のピークを詳細に調べるために、 u' のスパン方向の 1 次元エネルギースペクトルを linear スケールで図 11 に示す。図 11 には、Abe & Kawamura¹⁴⁾ による計算領域が今回の計算と同じ $Re_\tau=640$ までの DNS の結果も比較のためプロットした。レイノルズ数が高くなるにつれて、低波数のピークが顕著になり、 $Re_\tau=395$ 以上のレイノルズ数で、 $k_z \delta=5$ の波数に最も顕著なピークが現れた。さらに、 $Re_\tau=1020$ の場合は、 $k_z \delta < 10$ のエネルギーが卓越している。ここで、 $Re_\tau=1020$ の $k_z \delta < 10$ のスペクトルを積分すると、全体のエネルギーの約 16% にも達する。この結果は、高いレイノルズ数の場合は、壁面近傍でもスパン方向に大規模なスケールが支配的になることを示している。

チャンネル中央 ($y/\delta=1$) では、空間解像度が最も粗くなり、乱流現象を正確に捉えることが難しくなる。 $Re_\tau=1020$ のチャンネル中央における散逸スペクトルをコルモゴロフスケールで無次元化し、図 12 に示す。Moser et al.³⁾ による $Re_\tau=590$ のスペクトル法の結果も併せてプロットした。結果として、本計算結果は、 $k_x \eta=1$ まで Moser et al.³⁾ の $Re_\tau=590$ の結果とよく一致した。この結果は、チャンネル中央の空間解像度が厳しい部分でも、高波数域の挙動まで良く捉えられていることを示している。

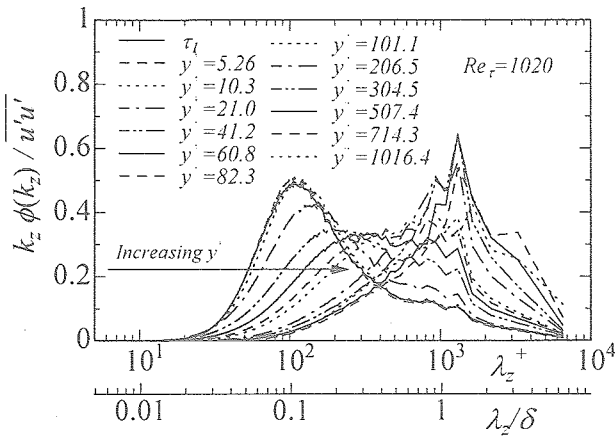


Fig. 14 One-dimensional spanwise pre-multiplied energy spectra for $Re_\tau=1020$.

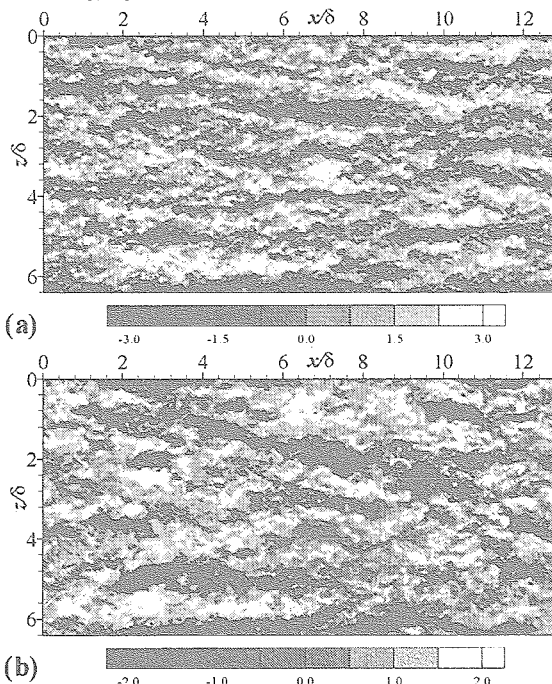


Fig. 15 Contours of instantaneous u^+ for $Re_\tau=1020$: (a) $y/\delta=0.2(y^+=207)$; (b) $y/\delta=0.5(y^+=507)$.

本形態の流れでは、最も長い構造がチャンネル中央 ($y/\delta=1$) に存在する。 $Re_\tau=1020$ のチャンネル中央における 2 点相関係数の分布を図 13 に示す。図 13 では、 u' の 2 点相関係数は、 $x^+>6000$ でようやくゼロに漸近した。また、 v' 、 w' の 2 点相関係数も完全にゼロに漸近している。従って、今回設定した計算領域は、チャンネル上方の大規模構造が概ね捉えられていると考えられる。

図 10(b)、11 に見た $Re_\tau=1020$ の u' のスペクトルにおける低波数のピークについて再度検討する。 u' のスパン方向の 1 次元 pre-multiplied energy spectra は、次式のように定義される。

$$\int_0^\infty k_z \phi(k_z) d(\log \lambda_z) = u_{rms}^2 \quad (9)$$

式(9)において、 λ_z はスパン方向の波長である。図 14 に $Re_\tau=1020$ のスパン方向の 1 次元 pre-multiplied energy spectra の分布を示す。図 14 では、小さなスケールと大きなスケールがはっきりと分離されている。壁面近傍 ($y^+ \leq 10$) で

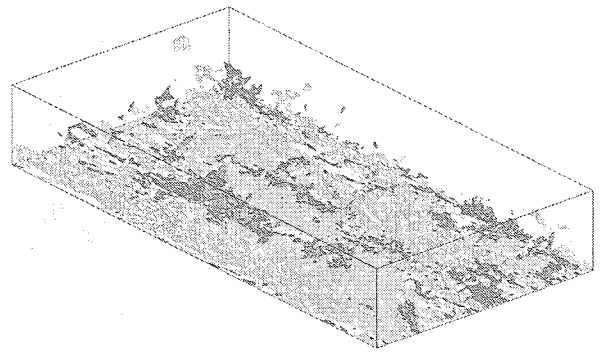


Fig. 16 Iso-surfaces of the streamwise velocity fluctuations u' for $Re_\tau=1020$: $u'^+ > 3.5$; dark-gray, $u'^+ < -3.5$; light-gray. The box visualized here is $6.4\delta \times \delta \times 3.2\delta$ in the x , y and z directions, that is, $6528 \times 1020 \times 3264 (v/u_\tau)^3$. Direction of the mean flow is from top-left to bottom-right.

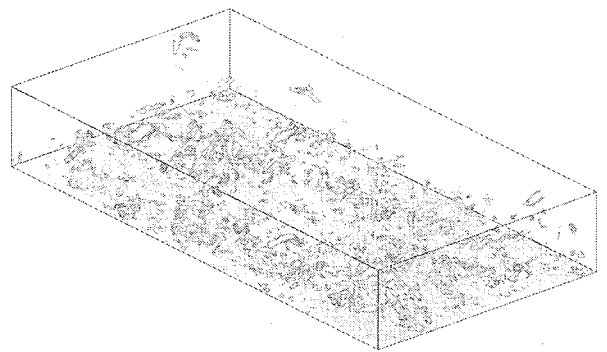


Fig. 17 Iso-surfaces of the pressure fluctuations p' for $Re_\tau=1020$: $p'^+ < -6.0$; white. The same instantaneous field as shown in Fig. 16 is visualized here.

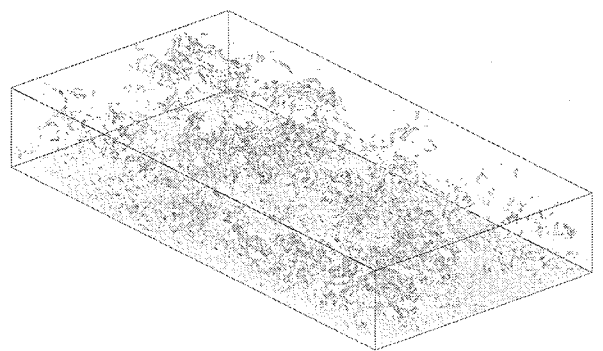


Fig. 18 Iso-surfaces of the second invariant of the deformation tensor $u'_{i,j} u'_{j,i}$ normalized by the dissipation at each y^+ for $Re_\tau=1020$: $u'_{i,j} u'_{j,i} / \epsilon < -4.0$; white. The same instantaneous field as shown in Fig. 16 is visualized here.

は、 $\lambda_z^+ \approx 100$ にピーク値が現れている。この波長はよく知られたストリークのスパン方向の平均間隔に一致する²⁴⁾。壁面から離れるにつれて、ピーク位置は長波長側へ移行する傾向が見受けられる。すなわち、 $y^+=60 \sim 100$ の範囲では平坦な分布を示し、 $y/\delta \approx 0.2$ 、 $y/\delta = 0.3 \sim 0.5$ の位置まで達すると、2 つの大きなピークが見受けられる。その波長は、それぞれ 0.98、1.38 であり、スパン方向にこれらの平均間隔を保った大規模構造が存在することを示唆している。ここで、 $y/\delta=0.2(y^+=207)$ 、 $0.5(y^+=507)$ の瞬時の u' の分布を見ると(図 15)、確かに、スパン方向に約 0.98、1.38 程度の間隔を保った構造が検知できる。また、0.98 の間隔の構造の方が、

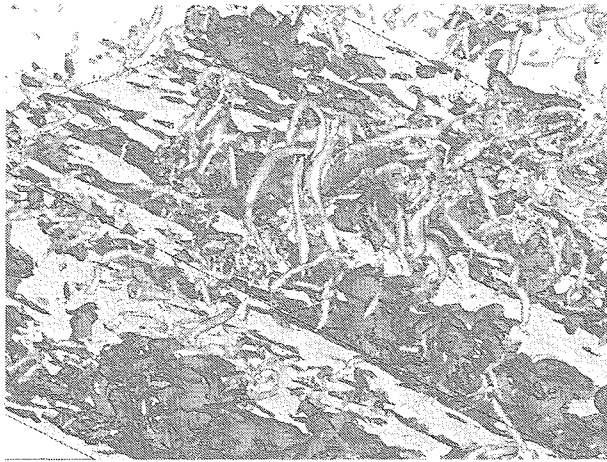


Fig.19 Enlarged view of the negative u' and the negative u'_{ij} for $Re_\tau=1020$: $u'^+ < -3.5$; dark-gray, $u'_{ij}u'_{ji} / \varepsilon < -4.0$; white. The same instantaneous field as shown in Fig. 16 is visualized here.

1.38の間隔の構造よりもスパン方向の幅が狭く、流れ方向に長い構造を呈している。後者の1.38の大規模構造については、 $Re_\tau=640$ までのレイノルズ数のDNSの結果で検知された構造であるが、前者の0.98の大規模構造に関しては、 $Re_\tau=1020$ で初めて顕著に現れた。この結果は、レイノルズ数が高くなるにつれて、構造が多層化することを示唆している。また、図14においては、 $y/\delta \approx 0.2$, $y/\delta = 0.3 \sim 0.5$ の位置に見られた2つの大きなピークが、壁面近傍に至るまで常に局所的なピークとして存在していることが分かる。この結果は、チャンネル上方の大規模構造が、壁面にまで確かに影響を及ぼしていることを示唆している。特に、図11に見たように、 $\lambda_z/\delta=1.3$ ($k_z\delta=5$)の間隔の大規模構造の影響が顕著である傾向が見受けられる。

$Re_\tau=1020$ の乱流構造について報告する。なお、以下に示す乱流構造は全て同じ瞬時場であり、可視化領域は全計算領域の1/8の領域を用いた。図16に $Re_\tau=1020$ の瞬時の u' の低速、高速領域の分布を示す。 $Re_\tau=1020$ の場合、壁面近傍には、スパン方向に約 $100(v/u_\tau)$ の平均間隔を有したストリーク構造が確かに見られるが、ストリークが密集して、大規模な構造を呈す傾向が見受けられる。この結果は、図11に見たスパン方向のエネルギースペクトルにおいて、低波数のピークが、レイノルズ数の増加とともに顕著になる結果に良く一致している。

壁乱流の渦構造に関しては、レイノルズ数が低い場合は、バナナ状の縦渦(Kasagi et al.²⁵)、レイノルズ数が高くなると、ヘアピン状の渦(Robinson²⁶; Adrian et al.²⁷)が現れることが報告されている。図17に $Re_\tau=1020$ の圧力変動 p'^+ の負値の分布を示す。 $Re_\tau=1020$ の場合、図17に見るように、ヘアピン状の低圧領域の分布が支配的である傾向が見受けられる。しかしながら、圧力変動の負値は、必ずしも渦構造に相当しないことが指摘されている(Kim²⁸)。従って、第二不変量の負値を用いて渦構造を再度同定する(図18)。なお、プラス量で無次元化を施した場合、壁面近傍の値が大きく、壁面のみに渦構造が現れるため、ここでは各 y' での散逸 ε で無次元化を施した。結果として、図17の圧力変動の負値で見られた渦構造と同様なヘアピン状の渦が、第二不変量の負値の分布にも確かに検知された。ここで、渦構造と低速ストリークの関係を図19に示す。図19では、ヘアピン状の渦の下には、大規模な塊を示した低速ストリークが存在しており、渦構造と低速ストリークには密接な関係があ

ることが分かる。この構造は、Robinson²⁶による乱流境界層のDNSデータベースの解析結果、Adrian et al.²⁷による乱流境界層のPIVによる実験結果に良く一致している。

5. 結言

航技研新数値シミュレータシステムを用いて平行平板間乱流の大規模DNSを実行し、 $Re_\tau=1020$ までのレイノルズ数の範囲で、各種乱流統計量に対するレイノルズ数依存性を検討した。速度変動は、 $Re_\tau=1020$ に達しても、依然としてレイノルズ数依存性が見受けられ、再分配機構も活性化する傾向が見受けられた。また、 $Re_\tau=1020$ のスパン方向の1次元 pre-multiplied energy spectra では、 $y/\delta \approx 0.2$, $y/\delta = 0.3 \sim 0.5$ の位置で0.98, 1.38の波長に2つの大きなピークが検知された。この結果は、レイノルズ数が高くなるにつれて、構造が多層化することを示唆している。さらに、これらのピークは壁面近傍のスペクトルにも局所的なピークとして見受けられ、チャンネル上方の大規模構造が壁面まで確かに影響を及ぼしていることが分かった。他方、瞬時場の解析から、 $Re_\tau=1020$ では、壁面近傍に大規模なストリーク構造が存在することが分かった。また、渦構造に関しては、壁面近傍の大規模な低速ストリークの上にヘアピン状の渦構造が存在する傾向が見受けられた。

6. 謝辞

本研究の計算は、航空宇宙技術研究所の数値シミュレータⅢの多数のCPUを長時間用いて行った。記して謝意を表す。

参考文献

- 1) J.Kim, P.Moin & R.Moser: J. Fluid Mech. 177 (1987) 133.
- 2) R.A.Antonia & J.Kim: J. Fluid Mech. 276 (1994) 61.
- 3) R.D.Moser, J.Kim & N. N. Mansour: Phys. Fluids 11 (1999) 943.
- 4) H.Abe, H.Kawamura & Y.Matsuo: Trans. ASME J. Fluids Eng. 123 (2001) 382.
- 5) 店橋, 岩瀬, 塩川, 柳川, 宮内: 第16回生研 NST シンポジウム講演論文集 (2001) 14.
- 6) K.Iwamoto, Y.Suzuki & N.Kasagi: Int. J. Heat and Fluid Flow 23 (2002) 678.
- 7) K.J.Bullock, R.E.Cooper & F.H.Abernathy: J. Fluid Mech. 88 (1978) 585.
- 8) A.M.Naguib & C.E.Wark: J. Fluid Mech. 243 (1992) 541.
- 9) M.H.Hites: Ph.D. Thesis, Illinois Inst. of Technology (1997).
- 10) K.C.Kim & R. J. Adrian: Phys. Fluids 11 (1999) 417.
- 11) J.M.Österlund: Ph.D. Thesis, Dept. of Mechanics, Royal Institute of Technology, Stockholm (1999).
- 12) M.M.Metzger & J.C.Klewicki: Phys. Fluids 13(3) (2001) 692.
- 13) J.C.del Álamo & J.Jiménez: Center for turbulence Research Annual Research Briefs (2001) 329.
- 14) H.Abe & H.Kawamura: Proc. of 9th European Turbulence Conference (2002) 399.
- 15) J.C.del Álamo & J.Jiménez: Phys. Fluids (2003) L41.
- 16) 阿部, 松尾, 河村: 航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2003 (2003) 22.
- 17) T.Wei & W.W.Willmarth: J. Fluid Mech. 204 (1989) 57.
- 18) S.Satake & T.Kunugi: In: Proc. of the Third Symposium on Turbulent Shear Flow and Phenomena, Sendai, (2003), 479.
- 19) 岩本, 笠木, 鈴木: 日本流体力学会年会 2003 講演論文集 46.
- 20) J.K.Dukowicz & A.S.Dvinsky: J. Comp. Phys. 102 (1992) 336.
- 21) P.R.Spalart, R.D.Moser & M.M.Rogers: J. Comp. Phys. 96(2) (1991) 297.
- 22) Y.Morinishi, T.S.Lund, O.V.Vasilyev & P.Moin: J. Comp. Phys. 143 (1998) 90.
- 23) J.M.Österlund, A.V.Johansson, H.M.Nagib & M.H.Hites: Phys. Fluids 12(1) (2000) L1.
- 24) C.R.Smith & S.P.Metzler: J. Fluid Mech. 129 (1983) 27.
- 25) N.Kasagi, Y.Sumitani, Y.Suzuki & O.Iida: Int. J. Heat and Fluid Flow 16 (1995) 2.
- 26) S.K.Robinson: NASA TM 103859 (1991).
- 27) R.J.Adrian, C.D.Meinhart & C.D.Tomkins: J. Fluid Mech. 422 (2001) 1.
- 28) J.Kim: J. Fluid Mech. 205 (1989) 421.